

Schärfe der optischen Obergrenze der Ozonschicht

Stille, Ulrich

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 4, 1952, S. 48-57



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Schärfe der optischen Obergrenze der Ozonschicht

Von Ulrich Stille

Mit 4 Abbildungen

Vorgelegt von Herrn G. Cario

Abstract: A difference Δx of the heights in the atmosphere of the earth is considered as a measure of the 'sharpness' of the optical upper limit of the ozone-layer which strongly absorbs ultraviolet sunlight in the spectral region of the Hartley-band. This difference Δx is defined by the condition that an ultraviolet sunbeam, traversing the atmosphere at the height x^ with the intensity $I_0(\lambda)$, by the absorption of the ozone will be weakened to an intensity $I(\lambda) = 10^{-2} \cdot I_0(\lambda)$ if the path of the sunbeam through the atmosphere is lowered by the amount of Δx . Approximating the real distribution of atmospheric ozone with height by suitable exponential functions, the constants of which are to be taken from the observed distributions, the thickness d of absorption in the ozone-layer is evaluated for different basic heights x_0 of the ultraviolet beam. In this way, using different decadic coefficients of absorption, $\alpha(\lambda)$, of the Hartley-band, one gets the corresponding curves of $I(\lambda)/I_0(\lambda)$ against the height h over the ground for the average distributions of atmospheric ozone over Arosa and Tromsø. From a detailed discussion of these curves, it follows that the 'sharpness' Δx of the optical upper limit of the atmospheric ozone-layer is of the order of 1 to 2 km. The consequences for the decay with time of the intensity of the D-lines of sodium, emitted in the twilight, are mentioned.*

Experimentelle Bestimmungen des Dämmerungseffektes an den Na-D-Linien, die Cario und Stille¹⁾ 1941 in Braunschweig, sowie Vegard und Mitarbeiter²⁾ in den Jahren 1939 bis 1943 in Oslo und Tromsø durchgeführt hatten, ergaben zwei verschiedene charakteristische Höhen in der Atmosphäre: eine in 45 bis 55 km und eine in 110 bis 120 km. Bei Deutung des beobachteten Dämmerungseffektes als Photolumineszenz durch ultraviolettes Sonnenlicht wurde von diesen beiden Höhenlagen die erste als obere Grenze der abschirmenden Schicht, d.h. derjenigen Atmosphärenschicht interpretiert, welche die die Photolumineszenz auslösende Ultraviolettstrahlung absorbiert, die zweite als obere Grenze der leuchtenden Schicht, d.h. derjenigen Atmosphärenschicht, die das durch die Photolumineszenz angeregte Natrium enthält. Als Träger der Absorption in der abschirmenden Schicht ist das Ozonmolekül mit seiner im UV gelegenen, stark absorbierenden Hartley-Bande anzusehen, deren dekadischer Absorptionskoeffizient

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{d} \log \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} \quad (1)$$

im Absorptionsmaximum bei etwa 2550 Å den für ein Gas sehr hohen Wert von $\alpha_{2550} = 145 \text{ cm}^{-1}$ erreicht [$I_0(\lambda)$ und $I(\lambda)$ monochromatische Lichtintensitäten zu Beginn und am Ende eines Absorptionsweges d im absorbierenden Ozon im physikalischen Normzustand, d.h. $p_0 = 1 \text{ atm}$ und $T_0 = 0^\circ \text{C}$].

Für die Deutung der beobachteten abschirmenden Schichthöhen als optische Obergrenze der Ozonschicht war die positive Beantwortung der Frage wesentlich³⁾, ob aus einfachen physikalisch-plausiblen Annahmen oder

Extrapolationen für den Verlauf der Ozonkonzentration ε mit der Höhe h in der Atmosphäre bei Benutzung der experimentell bekannten Ozonabsorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ eine optisch scharfe obere Schichtgrenze des atmosphärischen Ozons in etwa den gefundenen Höhen erwartet werden kann [$\varepsilon(h)$ Ozongehalt in der Höhe h , definiert als die in cm gemessene Höhe, die das an der Stelle h der Atmosphäre in einer Schichthöhe von 1 cm befindliche Ozon im physikalischen Normzustand einnehmen würde]. Diese bereits im Jahre 1941 durchgeführten Überlegungen und Rechnungen*) erscheinen heute aus zwei Gründen wichtig: einmal als notwendige Ergänzung zu der gerade genannten Veröffentlichung von Cario und Stille¹⁾, in der der Dämmerungseffekt an den Na-D-Linien als Photolumineszenz gedeutet wird, zum anderen aber auch in Hinblick auf neuere Arbeiten von Bricard und Kastler⁴⁾, die diesen Dämmerungseffekt durch Resonanzfluoreszenz erklären, eine Interpretation, die Cario und Stille⁵⁾ zunächst auch den von Bernard⁶⁾ 1937 in Tromsø gewonnenen Beobachtungen gegeben hatten.

Entsprechend der Darstellung in der Fig. 1 der letzten Veröffentlichung von Cario und Stille⁷⁾ hat das die Photolumineszenz in der Natriumschicht bei etwa 110 bis 120 km Höhe (Punkte C_1 und C_2 der dortigen Fig. 1) anregende ultraviolette Sonnenlicht tiefere Schichten der Atmosphäre bereits streifend durchsetzt mit einem tiefsten Punkt als Berührungspunkt an der (ultravioletten) Schattengrenze (Punkte A_1 und A_2 der dortigen Fig. 1), als welche im Sinne der Photolumineszenzdeutung des Dämmerungseffektes die optische Obergrenze der Ozonschicht anzusehen wäre. In der hier abgebildeten Abb. 1 ist ein für die folgenden Überlegungen wichtiger Ausschnitt der früheren Fig. 1 herausgezeichnet worden. Ultraviolettes Sonnenlicht der Intensität $I_0(\lambda)$ dringt an der Stelle $-l_e \approx 0$ streifend in Atmosphärenschichten, in denen sich die Ozonkonzentration durch UV-Absorption gerade bemerkbar macht, kommt am Punkt A im Abstand $x = x_0$ vom Erdmittelpunkt der Erdoberfläche ($x = R$) am nächsten und verläßt bei $l_e \approx 0$ wieder die absorbierende Schicht mit einer auf

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot 10^{-\alpha(\lambda) \cdot d} \quad (2)$$

geschwächten Intensität**).

Die Frage nach der „Schärfe“ der optischen Obergrenze der Ozonschicht läßt sich präziser folgendermaßen formulieren: Der Punkt A möge sich zunächst in einer solchen Höhe x^* befinden, in der gerade noch keine Absorption erfolgt, also $I(\lambda) = I_0(\lambda)$ wird; dann werde der ultraviolette Lichtstrahl und mit ihm A von dieser Höhenlage x^* um eine Strecke Δx nach unten an die Stelle $x^* - \Delta x$ verlegt, so daß $I(\lambda)$ gerade auf $10^{-2} \cdot I_0(\lambda)$ abfällt, d.h. so

*) Hierüber wurde auf einer vom Stratosphärenausschuß der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung im Herbst 1941 einberufenen Tagung berichtet; über diese Ergebnisse ist ein zusammenfassender Überblick im Tagungsbericht niedergelegt worden. Eine eingehendere Darstellung der Problemstellung und der erzielten Resultate ist bislang aus äußeren Gründen unterblieben.

**) Der lichtschwächende Einfluß der Rayleigh-Streuung ist gegenüber der Absorption in der Hartley-Bande zu vernachlässigen. Dieses gilt um so mehr für die vorliegenden Betrachtungen, als es hier auf die relativen Schwächungen ankommt und die Rayleigh-Streuung sich beispielsweise in 50 und 55 km Höhe praktisch in gleich starkem Maße bemerkbar machen wird.

daß das ultraviolette Sonnenlicht beim streifenden Durchgang durch den obersten Rand der absorbierenden Ozonschicht auf 1% seiner ursprünglichen Intensität geschwächt wird. Die Größe Δx , die als ein Maß für die „Schärfe“ der optischen Obergrenze der Ozonschicht betrachtet wird, soll im folgenden abgeschätzt werden.

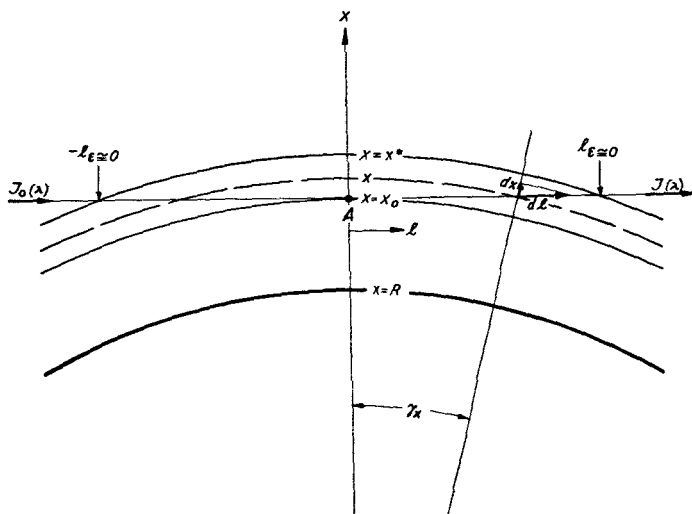


Abb. 1. Schematische Darstellung des Strahlenganges der ultravioletten Sonnenstrahlung durch den oberen Rand der absorbierenden Ozonschicht. (Die einzelnen Höhen sind nicht maßstäblich gezeichnet.)

Die in die Beziehung (2) eingehende Absorptionsdicke d kann nach den für $\alpha(\lambda)$ und ε gegebenen Definitionen durch das Integral

$$d = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(l) \cdot dl = 2 \int_0^{\infty} \varepsilon(l) \cdot dl \quad (3)$$

dargestellt werden. Der Ozongehalt ε ist innerhalb des Ausschnittes der Atmosphäre, der für eine Beobachtung des Dämmerungseffektes an den Na-D-Linien wirksam wird, als kugelsymmetrisch um den Erdmittelpunkt anzusehen und somit als $\varepsilon(x)$ anzugeben. Über die Winkelfunktionen (siehe Abb. 1)

$$\cos \gamma_x = \frac{x_0}{x} \quad (4a)$$

$$\sin \gamma_x = \frac{dx}{dl} = \sqrt{1 - \cos^2 \gamma_x} = \frac{1}{x} \sqrt{x^2 - x_0^2} \quad (4b)$$

ergibt sich die halbe Absorptionsdicke zu

$$\frac{d}{2} = \int_0^{\infty} \varepsilon(l) \cdot dl = \int_{x_0}^{\infty} \frac{\varepsilon(x) \cdot x}{\sqrt{x^2 - x_0^2}} dx. \quad (5)$$

Von der Ozonverteilung $\varepsilon(x)$ interessiert hier nur der oberste Ausläufer, dessen aus experimentellen Ergebnissen direkt oder indirekt ermittelter Verlauf noch mit einiger Unsicherheit behaftet ist. Es ist jedoch als gesichert anzusehen, daß ε je nach geographischer Breite und Jahreszeit von einem Wert der Größenordnung $0,5$ bis $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm } [0_3]_n/\text{cm}$ Schichthöhe in 40 km Höhe sehr schnell nach größeren Höhen zu absinkt^{11) 12) 13) 14) 15) 16)}.

Für das vorliegende Problem kommt es nicht auf die Gewinnung möglichst genauer Absolutwerte der verschiedenen Absorptionswege d als Funktion von x_0 , sondern in erster Linie auf den relativen Verlauf der d -Werte mit sich änderndem x_0 an, wobei dieser Verlauf nur unter Zugrundelegung möglichst allgemeiner, physikalisch-plausibler Annahmen über die Ozonverteilung ohne spezielle Voraussetzungen über den Funktionsverlauf von $\varepsilon(x)$ ermittelt oder abgeschätzt werden soll. Somit kann für den hier interessierenden Ausläufer der Ozonverteilung in der Nähe der optischen Obergrenze der Ozonschicht — d. h. oberhalb einer bestimmten Höhe $h = x_0 - R$ über dem Erdboden — entsprechend einer barometrischen Höhenformel ein Exponentialgesetz der Form

$$\varepsilon(x) = a \cdot e^{-b(x-x_0)} \quad (6)$$

angenommen werden, dessen beide Parameter als

$$a = \varepsilon(x = x_0) = \varepsilon_0 \quad (6a)$$

und

$$b = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)_{x=x_0} = -\frac{\varepsilon'_0}{\varepsilon_0} \quad (6b)$$

gegeben sind. Funktionswert ε_0 und Neigung ε'_0 ($-\infty \leq \varepsilon'_0 \leq 0$) können als Funktion von x_0 den auf Grund experimenteller Beobachtungen und theoretischer Berechnungen gewonnenen Kurven der Ozonverteilung entnommen werden. Einsetzen der Funktion (6) in das Integral (5) ergibt

$$\frac{d}{2} = a \int_{x_0}^{\infty} \frac{x \cdot e^{-b(x-x_0)}}{\sqrt{x^2 - x_0^2}} dx = a \int_{x_0}^{\infty} \frac{\frac{x}{x_0} \cdot e^{-b x_0 \cdot \frac{x-x_0}{x_0}}}{\sqrt{\left(2 + \frac{x-x_0}{x_0}\right) \left(\frac{x-x_0}{x_0}\right)}} dx. \quad (7)$$

Bei Einführung der dimensionslosen Integrationsvariablen

$$\xi = \sqrt{\frac{x}{x_0} - 1} \quad (8)$$

an Stelle der Höhenvariablen x und eines neuen Parameters

$$\beta = b x_0 = -\frac{\varepsilon'_0}{\varepsilon_0} \cdot x_0 \quad (9)$$

folgt für die gesuchte Absorptionsdicke die Integraldarstellung

$$d = 2\sqrt{2} \cdot \varepsilon_0 x_0 \int_0^{\infty} \frac{e^{-\beta \xi^2}}{\sqrt{1 + \frac{\xi^2}{2}}} d\xi + 2\sqrt{2} \cdot \varepsilon_0 x_0 \int_0^{\infty} \frac{\xi^2 e^{-\beta \xi^2}}{\sqrt{1 + \frac{\xi^2}{2}}} d\xi, \quad (10)$$

die noch zu diskutieren ist.

Hierzu sollen zunächst einige Zahlenangaben für den Parameter $\beta = b x_0$ gemacht werden. Falls die Exponentialfunktion (6) den oberen Ausläufer der tatsächlichen Ozonverteilung in der Atmosphäre vollkommen richtig darstellt, sollte der Parameter b in dem hier interessierenden Bereich eine von x_0 unabhängige Konstante sein. Dies ist jedoch nach den oben genannten und in Abb. 2 dargestellten Kurven nicht der Fall; vielmehr nimmt b im Höhenbereich $h = x_0 - R$ zwischen 45 und 55 km von einigen 10^{-1} bis etwa 1 km^{-1} zu. x_0 kann für diesen Höhenbereich im Mittel zu rund 6425 km angenommen werden. D.h. der in die Darstellung (10) eingehende Exponent β liegt zwischen 10^3 und 10^4 . In der Tabelle sind für diese beiden Extremwerte von β mit $x_0 = 6425 \text{ km}$ Zahlenwerte der beiden Integrandenzähler $e^{-\beta \xi^2}$ und $\xi^2 e^{-\beta \xi^2}$, der seinen Maximalwert bei $\xi_{\max}^2 = \beta^{-1}$ erreicht, als Funktion von ξ^2 (bzw. den entsprechenden Werten von $x - x_0$) zusammengestellt worden.

Tabelle

Zahlenwerte für $e^{-\beta \xi^2}$ und $\xi^2 e^{-\beta \xi^2}$ als Funktion von ξ^2 bzw. $x - x_0$ ($x_0 = 6425 \text{ km}$)

ξ^2	$x - x_0$ [km]	$e^{-\beta \xi^2}$	$\xi^2 e^{-\beta \xi^2}$
a) $\beta = 10^3$			
0	0	$e^{-0} = 1$	0
10^{-6}	0,006	$e^{-0,001} = 0,999$	$1 \cdot 10^{-6}$
10^{-5}	0,064	$e^{-0,01} = 0,990$	$9,9 \cdot 10^{-6}$
10^{-4}	0,643	$e^{-0,1} = 0,905$	$9,0 \cdot 10^{-5}$
10^{-3}	6,43	$e^{-1} = 0,368$	$3,7 \cdot 10^{-4}$
$2 \cdot 10^{-3}$	12,9	$e^{-2} = 0,135$	$2,7 \cdot 10^{-4}$
$4 \cdot 10^{-3}$	25,7	$e^{-4} = 1,83 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-5}$
$8 \cdot 10^{-3}$	51,4	$e^{-8} = 3,36 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$
10^{-2}	64,3	$e^{-10} = 4,54 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-7}$
b) $\beta = 10^4$			
0	0	$e^{-0} = 1$	0
10^{-6}	0,006	$e^{-0,01} = 0,990$	$9,9 \cdot 10^{-7}$
10^{-5}	0,064	$e^{-0,1} = 0,905$	$9,0 \cdot 10^{-6}$
10^{-4}	0,643	$e^{-1} = 0,368$	$3,7 \cdot 10^{-5}$
$2 \cdot 10^{-4}$	1,29	$e^{-2} = 0,135$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
$4 \cdot 10^{-4}$	2,57	$e^{-4} = 1,83 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-6}$
$8 \cdot 10^{-4}$	5,14	$e^{-8} = 3,36 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$
10^{-3}	6,43	$e^{-10} = 4,54 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-8}$
$4 \cdot 10^{-3}$	25,7	$e^{-20} = 4,25 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-20}$

Aus der Tabelle ergibt sich, daß die Funktion $\xi^2 e^{-\beta \xi^2}$ des zweiten Integrals in dem Ausdruck (10) für d im ganzen hier interessierenden Funktionsbereich durch den Faktor ξ^2 auf Werte herabgedrückt wird, die gegenüber den zum ersten Integral wesentlich beitragenden Funktionswerten $e^{-\beta \xi^2}$ von der Größenordnung 1 zu vernachlässigen sind. Die im Integranden beider Integrale in (10) auftretende Nennerfunktion $\sqrt{1 + \frac{\xi^2}{2}}$ ist für $\xi^2 \ll 1$ näherungsweise gleich $1 + \frac{\xi^2}{4}$. Der Wert des ersten Integrals wird wesentlich durch die Funktionswerte für kleine ξ^2 bestimmt — beispielsweise fällt im ungünstigsten Fall von $\beta = 10^3$ die Funktion $e^{-\beta \xi^2}$ für $\xi^2 = 4 \cdot 10^{-3}$ auf weniger als 2% ihres

Maximalwertes ab, während für gleiches ξ^2 die Nennerfunktion $\sqrt{1 + \frac{\xi^2}{2}}$ erst um 10^0_{00} von 1 abweicht.

Bei dieser Sachlage kann also für die hier vorzunehmende Abschätzung bei der Berechnung der Absorptionsdicken d mit hinreichender Genauigkeit im Ausdruck (10) die Nennerfunktion $\sqrt{1 + \frac{\xi^2}{2}}$ durch 1 ersetzt und weiter das zweite Integral gegenüber dem ersten vernachlässigt werden. Dann folgt mit ausreichender Genauigkeit für d näherungsweise

$$d \approx 2\sqrt{2} \cdot \varepsilon_0 x_0 \int_0^\infty e^{-\beta \xi^2} \cdot d\xi = \varepsilon_0 x_0 \sqrt{\frac{2\pi}{\beta}} = \left(2\pi \cdot \frac{x_0 \varepsilon_0^3}{\varepsilon'_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad *) \quad (11)$$

Abb. 2 gibt den oberen Ausläufer der Ozonverteilung als Ausschnitt aus den für Arosa und Tromsø ermittelten Kurven $\varepsilon(h)^{(8)}$ für $h \geq 40$ km wieder.

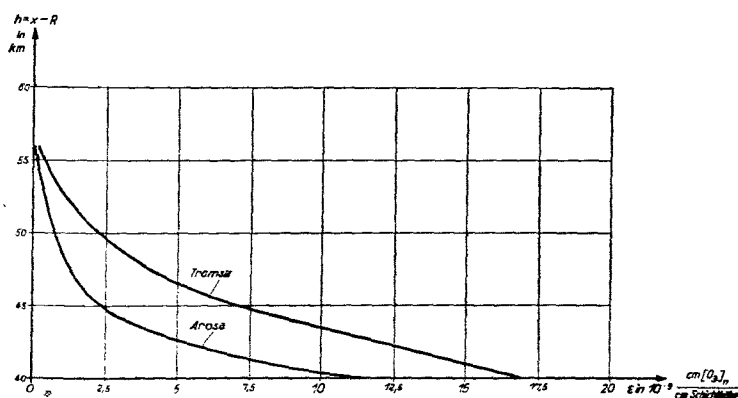


Abb. 2. Obere Ausläufer der mittleren Ozonverteilung $\varepsilon(h)$ über Arosa und Tromsø.

Diesen Kurven wurden im Bereich $40 \text{ km} \leq h \leq 56 \text{ km}$ die Werte ε_0 und ε'_0 als Funktion von x_0 entnommen, mit denen nach Gleichung (10) die beiden in Abb. 3 dargestellten Funktionsverläufe der Absorptionsdicke d für Arosa und Tromsø berechnet worden sind.

Schließlich sind die mit diesen d -Werten nach Gleichung (2) berechneten Intensitätsverhältnisse $I(\lambda)/I_0(\lambda)$ als Kurvenscharen mit dem dekadischen Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ als Parameter gegen die Höhe x_0 der die Atmo-

*) Bei strenger Berücksichtigung der Nennerfunktion $\sqrt{1 + \xi^2/2}$ läßt sich das erste Integral der Darstellung (10) auf die erste Hankelsche Funktion nullter Ordnung $H_0^1(iz)$ von imaginärem Argument iz zurückzuführen; man erhält für die Absorptionsdicke

$$d = i\pi \varepsilon_0 x_0 e^{\beta} H_0^1(i\beta) \quad (11a)$$

Bei Benutzung der asymptotischen Darstellung der Funktion $H_0^1(iz)$ für großes Argument ($\beta \gg 1$) geht der Ausdruck (11a) gerade in den obigen (11) über.

sphäre streifend durchsetzenden UV-Strahlung für die Arosa-Werte in Abb. 4a und für die Tromsø-Werte in Abb. 4b eingetragen worden*).

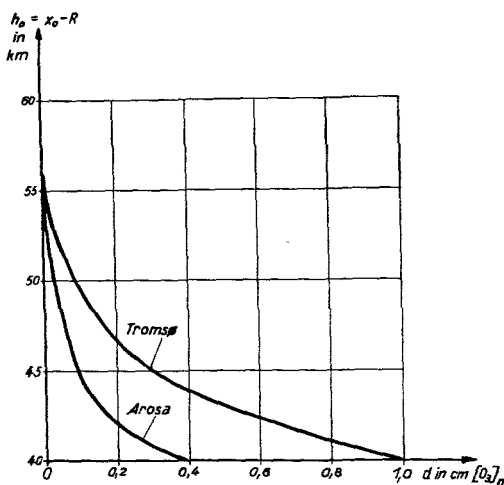


Abb. 3. Absorptionsdicken $d(h)$ im oberen Rand der absorbierenden Ozonschicht über Arosa und Tromsø.

moleküle in einem Dreierstoß-Prozeß entstehen und das photochemische Gleichgewicht zwischen Ozonbildung und -vernichtung druck- und temperaturabhängig ist⁹⁾.

Für die vorliegenden Betrachtungen wirkt sich diese Sachlage folgendermaßen aus. Die für verschiedene x_0 berechneten Exponentialkurven (6) weichen mit zunehmendem x von der durch sie anzunähernden Ozonverteilung in dem Sinne ab, daß sie einen etwas größeren Ozongehalt $\varepsilon(x)$ vortäuschen, als er tatsächlich in der betreffenden Höhe x vorhanden ist; denn das der jeweiligen Kurve (6) zugrunde gelegte $b = -\frac{\varepsilon'_0}{\varepsilon_0}$ bleibt für $x > x_0$ mit wachsendem x hinter dem tatsächlichen Wert $-\frac{\varepsilon'(x)}{\varepsilon(x)}$ der anzunähernden Ozonverteilung zurück. Oder anders ausgedrückt: Die nach Gleichung (11) berechneten d -Werte fallen im Mittel etwas zu groß aus, wobei diese Werte $d(x_0)$ relativ um so mehr vergrößert werden, je geringere Mengen Ozon sich oberhalb der Basishöhe x_0 befinden. Dieses sind aber gerade die für den obersten Rand der Ozonschicht berechneten d -Werte — etwa oberhalb $h = 52$ bis 54 km in den Fällen der Abb. 4a und 4b.

Demnach geben die Kurvenscharen dieser beiden Figuren nur eine untere Schranke für die „Schärfe“ der optischen Obergrenze der Ozonschicht. Eine Korrektur der b -Werte und entsprechend der d -Werte würde für $h > 52$ km die berechneten $I(\lambda)/I_0(\lambda)$ -Werte erhöhen und somit die Kurvenscharen in diesem Bereich noch wesentlich flacher verlaufen lassen. Die Größe dieser

*) Wie schon mehrfach betont wurde, sind für die vorliegenden Abschätzungen die Absolutwerte von untergeordneter Bedeutung.

Korrektur ist grundsätzlich aus den Abweichungen zwischen tatsächlicher Ozonverteilung und Näherungskurve (6) zu ermitteln. Auf die zahlenmäßige Ausrechnung der Korrektur kann hier jedoch verzichtet werden: Denn einmal

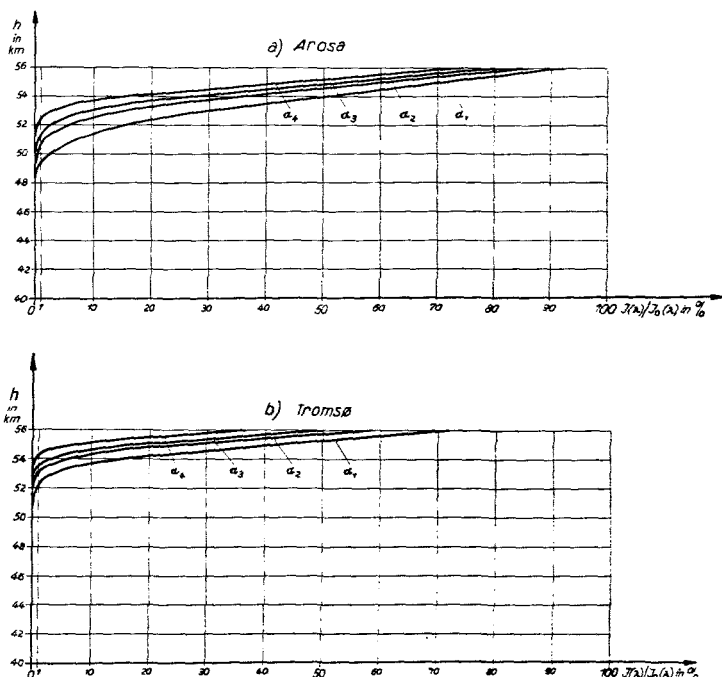


Abb. 4. Relative Intensitäten $I(\lambda)/I_0(\lambda)$ der ultravioletten Sonnenstrahlung, die den oberen Rand der absorbierenden Ozonschicht in verschiedenen h über Arosa (a) und Tromsø (b) streifend durchsetzt hat.

Parameter ist der dekadische Absorptionskoeffizient:

- | | |
|--|---|
| $\alpha_1 = 50 \text{ cm}^{-1}$, entsprechend $\lambda \approx 2300$ oder 2800 I.Å. | $\alpha_3 = 100 \text{ cm}^{-1}$, entsprechend $\lambda \approx 2400$ oder 2700 I.Å. |
| in der Hartley-Bande; | in der Hartley-Bande; |
| $\alpha_2 = 80 \text{ cm}^{-1}$, entsprechend $\lambda \approx 2350$ oder 2750 I.Å. | $\alpha_4 = 150 \text{ cm}^{-1}$, entsprechend $\lambda \approx 2550 \text{ I.Å.}$ |
| in der Hartley-Bande; | in der Hartley-Bande. |

sind die in Abb. 2 wiedergegebenen Kurven selbst nicht frei von Unsicherheiten; zum anderen wird hier nicht die Bestimmung genauer Absolutwerte der Ozonverteilung und Lichtschwächung angestrebt, vielmehr ist das eigentliche Anliegen dieser Betrachtungen eine einfache Abschätzung über die optische „Schärfe“ der Obergrenze der Ozonschicht.

Es kann also als Resultat festgestellt werden, daß bei Senkung eines die Atmosphäre streifend durchsetzenden ultravioletten Sonnenstrahls von der optischen Obergrenze x^* [$I(\lambda) = I_0(\lambda)$] der Ozonschicht in diese hinein um Beträge Δx der Größenordnung 1 bis 2 km eine Schwächung der UV-Strahlung auf 1% [$I(\lambda) = 10^{-2} \cdot I_0(\lambda)$] eintritt.

Inzwischen hat Penndorf¹⁰⁾ für eine Reihe verschiedener spezieller Voraussetzungen über den Funktionsverlauf von $\varepsilon(x)$ umfangreichere Berechnungen der optischen Masse und der Lichtabsorption in der Ozonschicht

angestellt. Die entsprechend einer anderen Themenstellung von Penndorf unter verschiedenen Annahmen berechneten Absolutwerte des „Ozonschatten“ sind für die hier diskutierten Überlegungen von sekundärer Bedeutung. Interessant ist dagegen, daß sich auch aus Penndorfs Veröffentlichung ergibt, daß man eine bis auf größenordnungsmäßig etwa 1 km scharf bestimmte Obergrenze einer für streifend durchtretendes ultraviolettes Sonnenlicht praktisch undurchlässigen Atmosphärensicht zu erwarten hat.

Zum Schluß soll noch an den funktionalen Zusammenhang der Funktion

$$\log \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} = \alpha(\lambda) \cdot d \sim \varepsilon_0 x_0 \beta^{-\frac{1}{2}} = \varepsilon_0 x_0^{\frac{1}{2}} b^{-\frac{1}{2}} \quad (2a)$$

mit der Höhe, d.h. mit der Höhenlage x_0 des Punktes A in der Abb. 1 eine Bemerkung geknüpft werden. $\varepsilon_0 = \varepsilon(x=x_0)$ nimmt gemäß Gleichung (6) mit zunehmendem x_0 exponentiell ab. Gegenüber dieser starken Variation von ε_0 können im Bereich des obersten Randes der optisch wirksamen Ozonschicht — in den Fällen der Abb. 4a und 4b also für Werte von x_0 — R etwa zwischen 50 und 55 km — nach den oben hierzu gemachten Ausführungen in dem Ausdruck (2a) in erster Näherung die Größen x_0 und b als konstant angesehen werden, zumal beide nur mit der Potenz $1/2$ eingehen. D.h. für das ultraviolette Sonnenlicht, das am Rande der optischen Obergrenze der Ozonschicht streifend durchsetzt, nimmt die Funktion $\log \{I(\lambda)/I_0(\lambda)\}$ exponentiell mit der Höhe zu. Oder anders ausgedrückt: Ultraviolettes Sonnenlicht der Intensität $I_0(\lambda)$ trete im Bereich der optischen Obergrenze der Ozonschicht streifend durch die Atmosphäre, und zwar einmal in der Höhe $x_0 = x_1$ und zum anderen in der Höhe $x_0 = x_2 > x_1$; dann gilt für die Intensitäten $I_1(\lambda)$ und $I_2(\lambda)$ der auf dem Wege in der Höhe x_1 bzw. x_2 geschwächten UV-Strahlung, die in der Na-Schicht die Photolumineszenz anregt, die Beziehung

$$\log \frac{I_2(\lambda)}{I_1(\lambda)} = \alpha(\lambda) [d(x_1) - d(x_2)]. \quad (12)$$

Hierfür kann in der Näherung, mit der b im Intervall $x_2 - x_1$ als konstant betrachtet und gleich $b(x_1) = b_1$ gesetzt werden darf, geschrieben werden

$$\log I_2(\lambda) - \log I_1(\lambda) = \alpha(\lambda) \cdot d(x_1) [1 - e^{-b_1(x_2 - x_1)}]. \quad (12a)$$

Die durch Photolumineszenz in der Na-Schicht angeregte Emission der D-Linien ist diesen Intensitäten $I_i(\lambda)$ proportional. Für die Na-Verteilung sei hier einmal der Extremfall vorausgesetzt, daß in der leuchtenden Na-Schicht die Konzentration der emittierenden Zentren bis zu einer Höhe H hinauf konstant ist und in der Höhe H plötzlich zu Null abnimmt. Selbst unter diesen extremen Bedingungen würde im Dämmerungseffekt die Intensität der D-Linien nicht zu einem bestimmten Zeitpunkt t_0 sprunghaft von einem konstanten Wert auf Null absinken können. Vielmehr wäre folgendes zu erwarten: Die am Dämmerungshimmel in der Höhe H anvisierte Stelle [C_1 oder C_2 der Fig. 1 der Veröffentlichung¹⁾] möge zu den Zeiten t_1 und t_2 von ultravioletten Sonnenstrahlen getroffen werden, welche die Ozonschicht in den Höhenlagen (Punkt A der Fig. oder Abb. 1) $x_0 = x_2$ bzw. $x_0 = x_1$ (beide dicht unterhalb x^*) streifend durchsetzt haben; dann würde der Logarithmus der emittierten D-Linien-Intensität gemäß Gleichung (12a) in der Zeit $t_2 - t_1$ um einen Betrag abnehmen, der proportional der Funktion $1 - e^{-b_1(x_2 - x_1)}$ ist.

Auf die Konsequenzen der hier vorgetragenen Überlegungen und Rechnungen für die Frage der Deutung der D-Linien-Anregung während der Dämmerung als Photolumineszenz oder als Resonanzfluoreszenz soll an anderer Stelle eingegangen werden.

Zusammenfassung

Als Maß für die „Schärfe“ der optischen Obergrenze der ultravioletten Sonnenlicht in der Hartley-Bande absorbierenden atmosphärischen Ozonschicht wird eine Höhendifferenz Δx betrachtet; diese ist dadurch bestimmt, daß ultraviolette Sonnenstrahlung, die in einer Höhe x am Rande der optischen Obergrenze die Erdatmosphäre streifend mit der Intensität $I_0(\lambda)$ durchsetzt, bei Senkung ihres Weges durch die Atmosphäre um Δx infolge Absorption durch das Ozon auf $I(\lambda) = 10^{-2} \cdot I_0(\lambda)$ geschwächt wird. Die Absorptionsdicken d in der Ozonschicht werden für verschiedene Basishöhen x_0 der UV-Strahlung berechnet, wobei die tatsächliche Ozonverteilung in der Atmosphäre durch geeignete Exponentialfunktionen angenähert wird, deren Konstanten den beobachteten Ozonverteilungen zu entnehmen sind. Für verschiedene dekadische Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ der Hartley-Bande ergeben sich so zu den mittleren Ozonverteilungen über Arosa und Tromsø Kurvenscharen $I(\lambda)/I_0(\lambda)$ als Funktion der Höhe h über dem Erdboden, die im einzelnen diskutiert werden. Es folgt, daß die „Schärfe“ Δx der optischen Obergrenze der atmosphärischen Ozonschicht von der Größenordnung 1 bis 2 km ist. Auf Folgerungen für den zeitlichen Verlauf des Dämmerungseffektes an den Na-D-Linien wird hingewiesen.

Literatur

- ¹⁾ G. Cario u. U. Stille, Abh. Wiss. Ges. Braunschw. **2** (1950), S. 40.
- ²⁾ L. Vegard u. E. Tansberg, Geofys. Publ. Oslo **13** (1940), Nr. 1; L. Vegard u. G. Kvifte, Geofys. Publ. Oslo **16** (1945), Nr. 7; L. Vegard, Nature **162** (1948), S. 300.
- ³⁾ G. Cario u. U. Stille, Abh. Wiss. Ges. Braunschw. **2** (1950), insbes. S. 63.
- ⁴⁾ A. Kastler, C. R. **210** (1940), S. 530; J. Bricard u. A. Kastler, Ann. Géophys. **1** (1944), S. 53; **6** (1950), S. 286; C. R. **228** (1949), S. 1601; Mém. Roy. Soc. Sci. Liège Tome XII (1952) Fasc. I—II.
- ⁵⁾ G. Cario u. U. Stille, Z. Phys. **116** (1940), S. 122.
- ⁶⁾ R. Bernard, C. R. **206** (1938), S. 448; Z. Phys. **110** (1938), S. 291.
- ⁷⁾ G. Cario u. U. Stille, Abh. Wiss. Ges. Braunschw. **2** (1950), insbes. S. 42.
- ⁸⁾ Siehe z. B. F. W. P. Götz, in Hann-Süring, Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl., 1. Lfg., Leipzig 1937, S. 24.
- ⁹⁾ E. Regener, Meteorol. Z. **60** (1943), S. 253.
- ¹⁰⁾ R. Penndorf, Meteorol. Z. **60** (1943), S. 401.
- ¹¹⁾ H.-U. Dütsch, Dissertation Univ. Zürich, Dissertations-Druckerei A.-G., Gebr. Leemann & Co., Zürich 1946.
- ¹²⁾ J. Brasefield, Scient. Monthly **68** (1949) S. 395; Phys. Bl. **5** (1949) S. 411.
- ¹³⁾ H. K. Paetzold, Z. Naturforsch. **5a** (1950) S. 661, **6a** (1951) S. 639; Naturwiss. **38** (1951) S. 544; J. Atmosph. Terr. Phys. **2** (1952) S. 283.
- ¹⁴⁾ E. Regener, Z. Astrophys. **30** (1952) S. 282; J. Atmosph. Terr. Phys. **2** (1952) S. 173.
- ¹⁵⁾ F. W. Götz, Landolt-Börnstein, 6. Auflage, Band III, Abschnitt 32825, Berlin-Göttingen, Heidelberg 1952.
- ¹⁶⁾ H. E. Newell, Trans. Amer. Geophys. Un. **31** (1950) S. 25.